

激波与障碍物碰撞诱导的局部爆轰*

王子文¹, 郭一航¹, 晏自鸿¹, 李敏^{1,2}, 肖华华¹

(1.中国科学技术大学火灾安全全国重点实验室, 安徽 合肥 230027;

2.中国科学院合肥物质科学研究院等离子体物理研究所, 安徽 合肥 230031)

摘要: 为揭示激波与障碍物相互作用诱导局部爆轰起爆的机理, 对障碍物管道中不同当量比氢-空气预混火焰加速过程进行了实验研究, 讨论了马赫杆与障碍物的相互作用诱导局部爆轰的过程。结果表明: 当量比为 0.8 时, 预混火焰未发生起爆, 反射激波与火焰前锋相互作用产生 Richtmyer-Meshkov 不稳定性, 导致火焰表面褶皱更显著, 火焰表面积增长, 从而加速火焰传播, 但并未引发局部爆轰; 若当量比在 0.9-1.3 范围内, 反射激波作用下障碍物附近形成热点, 进而触发局部爆轰, 但该局部爆轰在衍射过程中因受膨胀波作用而解耦, 最终未能发展成稳定爆轰。通过对临界起爆特性进行分析, 发现提升激波强度和当量比均可增大临界起爆参数, 临界起爆参数对激波强度的敏感性高于当量比。进一步, 针对 Thomas 的临界起爆模型所考虑的入射激波与本实验存在差异, 对激波反射区进行了分区计算, 发现在当量比为 1.2 条件下, 前导激波反射后声速较低, 使膨胀波到达障碍物底部时间延长, 有利于起爆发生; 而当量比为 0.8 时, 由于当量比较低, 混合气反应活性降低, 点火延迟时间较长, 从而降低了起爆可能性。

关键词: 障碍物; 火焰加速; 激波反射; 马赫杆; 局部爆轰

中图分类号: O381

国标学科代码: 13035

文献标识码: A

Experimental study on local detonation induced by collision between shock wave and obstacle

WANG Ziwen¹, GUO Yihang¹, YAN Zihong¹, LI Min^{1,2}, XIAO Huahua¹

(1. State Key Laboratory of Fire Science, University of Science and Technology of China, Hefei 230027, Anhui, China;

2. Institute of Plasma Physics, Hefei Institutes of Physical Science, Chinese Academy of Sciences, Hefei 230031, Anhui, China)

Abstract: To elucidate the mechanism by which shock and obstacle interactions induce local detonation initiation, an experimental investigation was conducted on flame acceleration of premixed hydrogen-air mixtures in an obstacle-laden tube. Experiments were performed over a range of equivalence ratios from 0.8 to 1.3, spanning both fuel-lean and fuel-rich conditions relative to stoichiometry. Particular emphasis was placed on the interaction between the Mach stem of the leading shock and a single obstacle, and on how this interaction governs the formation of localized hot spots and the subsequent onset of local detonation. At an equivalence ratio of 0.8, initiation was not observed. Under this condition, the reflected shock interacted with the flame front and induced Richtmyer-Meshkov instability, generating pronounced wrinkling of the flame surface. This interaction further densified the pre-existing flame folds and increased the flame surface area, thereby accelerating the flame; however, no local detonation was initiated. In contrast, if the equivalence ratio was within the range from 0.9 to 1.3, successful initiation was observed. Shock reflection in the obstacle vicinity generated localized regions of elevated temperature that acted

*收稿日期: 2026-01-14; 修回日期: 2026-04-16;

基金项目: 中央高校基本科研业务费专项资金资助 (WK2320000061); 国家自然科学基金 (12302449);

第一作者: 王子文 (2000—), 男, 硕士研究生. E-mail: ziwenwang@mail.ustc.edu.cn;

通信作者: 李敏 (1988—), 男, 博士, 助理研究员. E-mail: lim2010@ustc.edu.cn; 肖华华 (1984—), 男, 博士, 教授. E-mail: xiaoh@ustc.edu.cn.

as hot spots, providing favorable conditions for rapid energy release and the onset of a locally detonative event. However, the locally initiated detonation **did not develop** into a self-sustained stable detonation. During subsequent diffraction, expansion waves **imposed** pronounced cooling and attenuation, causing progressive decoupling between the leading shock and the reaction zone, and thereby suppressing further development into a stable detonation wave. Through analysis of the critical initiation characteristics, it is found that increasing either the shock strength or the equivalence ratio increases the critical initiation parameter, and the critical initiation parameter is more sensitive to shock strength than to equivalence ratio. Furthermore, considering the discrepancy between the Thomas critical initiation model and the incident shock wave in **the present experiments**, the shock reflection zone was divided into sections for calculation. **The analysis reveals that**, at an equivalence ratio of 1.2, the lower sonic velocity following reflection of the leading shock wave prolongs the time taken for the expansion wave to reach the base of the obstacle, thereby favoring initiation. Conversely, at an equivalence ratio of 0.8, **the lower equivalence ratio reduces the reactivity of the mixture, leading to a longer ignition delay time and consequently reducing the likelihood of initiation.**

Keywords: obstacle; flame acceleration; shock reflection; Mach stem; local detonation

0 前言

管道中预混气体点火后形成的爆燃火焰具有不稳定性, 其传播过程往往伴随火焰加速。在一定的边界条件下, 爆燃可加速至超声速传播, 并可能转变为爆轰波, 即发生爆燃转爆轰 (deflagration-to-detonation transition, DDT) [1]。DDT 是爆炸科学与工程领域的关键问题, 涉及爆轰推进系统 [2,3,4]、爆炸安全领域 [5,6,7] 以及超新星爆炸等天体物理过程 [8,9]。前人在开展气体爆燃与爆轰的研究中, 通常采用通道内布置障碍物的方式, 以加速火焰传播, 进而诱导 DDT 发生, 形成爆轰波 [10,11]。然而, 该途径需要较长的火焰加速段, 且爆轰起爆的位置具有较高的随机性, 难以在特定位置实现 DDT, 不利于对 DDT 进行观测。此外, 从爆炸安全评估角度看, DDT 的过程中可能伴随局部爆轰的出现, 从而产生显著的瞬态压强峰值 [12], 对管道与设备安全具有重要影响。

爆轰起爆的机制主要可分为直接起爆与间接起爆两类 [13]。直接起爆主要包括点火源直接起爆 [14]、激波反射起爆 [15] 和激波汇聚 [16,17] 起爆等途径。点火源直接起爆通常需要极高的能量输入, 实验中常采用激光点火实现点火源直接起爆, 工程应用受限。在障碍物管道中, DDT 通常是由火焰的前导激波汇聚或反射引起反应性梯度和足够强的局部爆轰引发 [18,19]。相较于激波汇聚起爆, 激波反射起爆在实验中具有更高的可控性与可重复性。

针对激波反射诱导起爆的过程已有大量的研究。Strehlow 等 [20] 首次利用条纹相机记录了入射激波与管道壁面反射后的爆轰起爆。Voevodsky 等 [21] 根据反射后观察到的点火特征, 将其区分为强点火与弱点火两种模式: 强点火对应较强的入射激波, 表现为起爆在反射壁面上迅速且均匀地发生; 而弱点火则对应较弱的入射激波, 特征为反射壁面与反射激波之间形成分布式的点火核。Yousefi-Asli 等 [15] 通过实验进一步观察到一种由分叉反射激波驱动的新弱点火模式, 火焰在一个或多个反射壁面拐角处被点燃, 并沿管道壁面拐角加速到达分叉反射激波。关于强弱点火现象间的转变临界条件, Chan [22] 探究了激波与重复挡板障碍物碰撞引发的爆轰起爆现象, **其结果表明在障碍物上游顶部产生的膨胀波会逐渐从顶部传播到底部使气体冷却, 从而影响爆轰的起爆。**基于膨胀波的作用, Thomas 等 [23] 建立了判断是否发生直接爆轰起爆的临界判据, 指出当化学诱导时间小于膨胀波阵面扫过障碍物上游表面的时间时, 直接起爆才可能发生。滕宏辉等 [24] 通过数值模拟研究了平面激波与单个矩形障碍物作用后下游爆轰波的形成过程, 发现下游爆轰可通过爆轰波直接衍射或衍射波在上壁面反射两种模式建立。但需要指出的是, 上述研究普遍采用激波管产生平面正激波, 且实验工况大多低于 101.325 kPa。而在管道中实际的 DDT 过程中, 前导激波由压缩波串汇聚形成, 与管道壁面和障碍物相互作用后通常呈现为斜激波形态。

在此背景下,为揭示管道中激波与障碍物相互作用对爆轰起爆的影响,国内外学者针对激波反射诱导爆轰起爆开展了一系列研究^[25,26,27]。Ciccarelli 和 De Witt^[25]使用由火焰加速产生的非理想激波进行激波反射诱导起爆实验并验证了 Thomas 提出的爆轰临界判据的适用性。Gamezo 等^[26]通过数值模拟考察了障碍间距对 DDT 的影响,发现当间距增大到足以在障碍间形成马赫杆时,DDT 更易发生,且爆轰起爆与再起爆倾向于发生在马赫杆与障碍物碰撞区域。Li 等^[27]通过实验研究了狭窄障碍物管道中准爆轰传播的特性,指出障碍物阻塞率会显著改变爆轰失效后的再起爆主导机理:在低阻塞率条件下,再起爆主要由前导激波在壁面斜反射形成的爆轰马赫杆沿上下壁面传播所驱动;而在高阻塞率条件下,爆轰起爆和再起爆主要由激波在下游障碍物表面反射实现。

综上所述,激波反射诱导爆轰起爆研究采用的实验方法主要集中在两类,一类使用激波管,其入射激波强度可控,实验重复性高,但由激波管产生的入射激波与实际管道中火焰加速产生的前导激波差异较大;另一类使用障碍物管道,其前导激波更接近管道中的实际工况,但由于前导激波在连续反射与衍射过程中不断演化,导致障碍物处的局部入射条件难以保持一致。因此,有必要在更接近实际 DDT 过程的激波形态下,进一步明确激波反射诱导局部起爆的主导机理及其临界判据。本文采用不同当量比的氢/空气预混气体在障碍物管道中开展激波反射诱导局部爆轰实验研究。通过火焰加速产生的前导激波与特定位置的障碍物相互作用,使障碍物附近产生高温高压区域,进而诱导形成局部爆轰。本研究有助于揭示激波与障碍物相互作用诱导局部爆轰起爆的机理,能够为管道爆轰起爆过程的预测、控制与安全防护设计提供参考。

1 实验装置与实验方案

为研究前导激波与障碍物相互作用诱导爆轰起爆的过程,搭建了预混气体火焰加速的实验平台。如图 1 所示,该实验平台包括:实验管道、自动配气系统、高速纹影摄像系统、高压点火系统以及同步控制系统等。高速纹影摄像系统采用“Z”型布置。实验时采用置换法通过自动配气系统向管道内通入不同当量比的预混气体。配气结束后,关闭进气端和出气端阀门并静置 1 分钟保证可燃气体混合物处于稳定的均匀混合状态。将点火电压设置为 220 V 后,利用同步控制系统实现对高压点火系统、高速摄像机以及数据采集系统的同步触发。

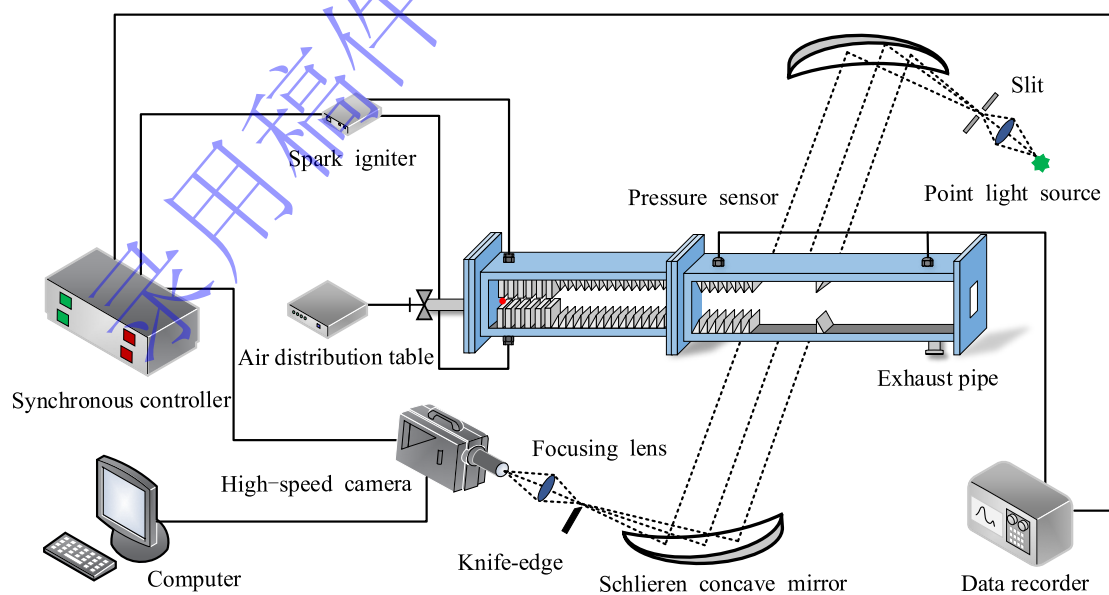


图 1 实验装置示意图

Fig. 1 Schematic diagram of experimental device

如图 2 所示, 实验管道内部尺寸为 $60\text{ mm} \times 60\text{ mm} \times 567\text{ mm}$, 在管道的上、下壁面设置障碍物, 前、后两侧安装光学石英玻璃, 可视范围分别为 $185\text{ mm} \times 60\text{ mm}$ 和 $315\text{ mm} \times 60\text{ mm}$, 用以观察火焰的传播与爆轰起爆过程。为缩短加速段长度, 参考 Zhou 等^[28]提出的阶梯式障碍物高度分布方法, 并在其同形状阶梯障碍物设计基础上, 通过对比不同形状组合阶梯障碍物对火焰加速过程的影响, 确定了本文所采用的加速段障碍物布置。该布置有利于火焰在较短距离内快速加速至壅塞状态, 从而有效缩短火焰加速距离, 为在有限空间内实现特定位置的局部爆轰起爆创造条件。

火焰加速段同时采用两种形状的障碍物: 在加速段的前段采用矩形障碍物, 用于扰动火焰表面并产生更强更大范围的涡旋, 增强火焰-涡旋的相互作用。障碍物阻塞率的计算方法为 $br = 2h/H$, 其中 h 为障碍物的高度, H 为管道高度。矩形障碍物的阻塞率为 0.9, 宽度 w_1 为 5.8 mm, 相邻两个矩形障碍物之间的距离 d 为 8.7 mm; 在加速段的后段, 采用阻塞率为 0.5 的三角形障碍物, 用于增强火焰-激波相互作用。三角形障碍物的阻塞率为 0.5, 宽度 w_2 为 8.7 mm。矩形障碍物段与三角形障碍物段之间间距为 0。在距离加速段 6.81 cm 处设置激波反射起爆障碍物, 起爆障碍物形状为直角三角形, 前导激波在起爆障碍物的直角边反射诱导起爆。

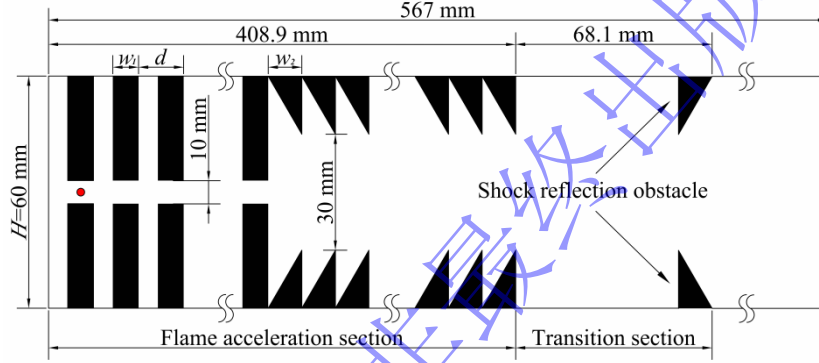


图 2 障碍物管道内部示意图

Fig. 2 Schematic diagram of obstacle channel internal structure

在上述障碍物管道中开展了不同当量比氢-空气预混气体燃爆实验, 当量比定义为实际氢气与空气的体积比除以化学当量条件下氢气与空气的体积比, 如下式:

$$\varphi = \frac{n_{\text{H}_2}/n_{\text{air}}}{(n_{\text{H}_2}/n_{\text{air}})_{\text{st}}} \quad (1)$$

式中 n_{H_2} 和 n_{air} 分别为氢气和空气的体积, 下标 st 表示化学当量比。当前实验采用的初始压力为

101.325 kPa, 初始温度为 296 K, 当量比分别取 0.8、0.9、1.0、1.1、1.2、1.3。高速相机拍摄速度为 100800 s^{-1} 和 224000 s^{-1} 。本文针对同一工况在管道前、后段采用分段独立拍摄方式获取纹影图像序列, 因此同一工况下的前、后段图像序列非同一次拍摄得到的连续时间序列。

2 结果与讨论

2.1 前导激波的形成及其与障碍物相互作用

2.1.1 火焰传播与前导激波演化

图 3 展示了不同当量比条件下管道前段内火焰前锋位置随时间的变化关系及火焰前锋传播速度随位置的变化关系, 点火时刻对应时间 $t=0\text{ ms}$, 以管道左端作为火焰前锋坐标起始位置。火焰传播速度是根据火焰前锋在连续图像上的位移除以图像之间的时间间隔计算得到。火焰前锋位置的不确定性主要是图像定位的不确定度 $\pm 1\text{ px}$, 对应物理尺度为 $\pm 0.32\text{ mm}$, 拍摄速度设置为 100800 s^{-1} 时, 最小时间增量为 $9.92\text{ }\mu\text{s}$, 基于此, 实验测得的速度不确定性为 $\pm 32\text{ m/s}$ 。

如图 3(a)所示, 在火焰传播初期, 各工况曲线较为接近, 表明此阶段当量比对火焰前锋推进距离的影响相对有限; 随着传播距离增加, 各曲线之间差异越来越大, 当量比的影响愈加明显。从总体上看, 在当量比 0.8~1.3 范围内, 随着当量比的升高, 管道内的平均火焰传播速度呈现先上升后下降的趋势, 其中 $\phi=0.8$ 条件下的火焰传播最慢, $\phi=1.2$ 时火焰传播最快。结合图 3(b)可知, 在靠近点火端的小距离范围内, 火焰速度随位置快速上升; 当火焰前锋到达矩形障碍物段出口位置附近时, 火焰速度出现一个局部峰值, 随后明显下降, 此现象在图 3(a)中表现为曲线斜率突然减小。当火焰继续向下游传播时, 火焰速度再次上升。

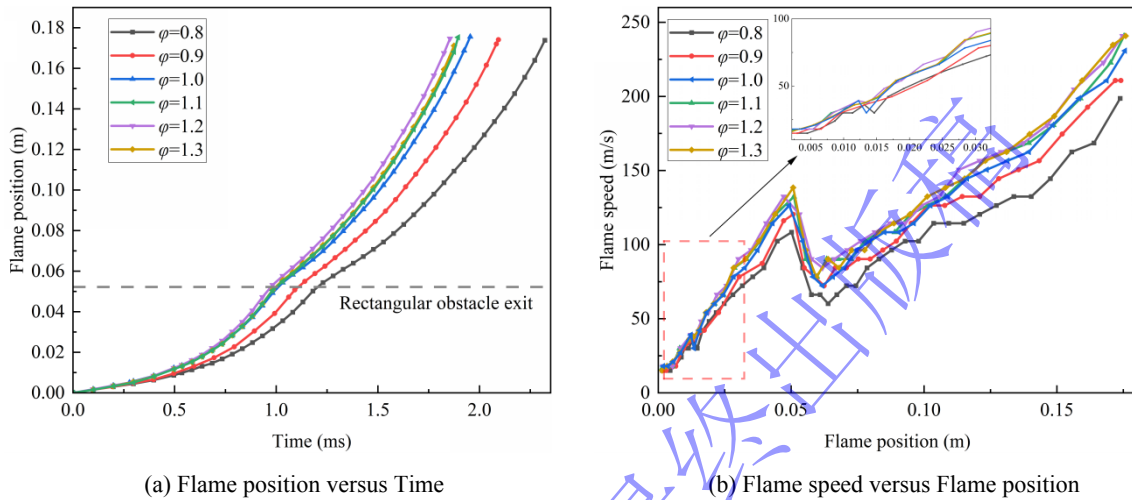


图 3 管道前段不同当量比下 (a) 火焰前锋位置随时间的变化和 (b) 火焰前锋速度随位置的变化

Fig.3 Flame position as a function of time (a) and flame speed as a function of position (b) for different equivalence ratios in the front section of the duct

图 4 展示了当量比为 1 的氢-空气混合物在障碍物管道前段的火焰加速与演化过程。预混气体在管道左端被点燃后, 火焰以球形向四周径向传播。随着火焰接近上、下矩形障碍物, 侧向火焰运动减缓, 火焰形态由球形逐步转变为椭球形。在火焰传播早期, 火焰速度较低, 燃烧产物对未燃气体的膨胀推动作用有限。因此, 当火焰前锋进入第一组矩形障碍物后的扩张通道时, 火焰速度变化不明显, 如 $t=0.298$ ms 所示。当火焰前锋穿越第二对矩形障碍物的收缩通道时, 火焰表面发生显著拉伸。由于通道收缩引起的流动加速, 火焰速度发生上升, 同时燃烧产物推动未燃气体向下游加速流动。 $t=0.575$ ms 时, 火焰前锋进入第二组矩形障碍物后的扩张通道, 由于非受限区域的突然变大, 火焰前锋处未燃气体的轴向流速降低, 导致火焰速度下降 (见图 3(b)局部放大)。这种在早期阶段火焰速度波动现象与 Ciccarelli 等^[29]和 Johansen 等^[30]的研究一致。 $t=0.913$ ms 时, 由于火焰速度的进一步加快以及障碍物之间未燃气体的延迟燃烧产生强射流^[31], 火焰在通过第四组和第五组障碍物后的扩张通道时并未产生减速现象。

当 $t=1.062$ ms 时, 火焰由矩形障碍物进入三角形障碍物段。矩形障碍物出口形成的射流在上下两侧产生强剪切层并形成涡旋, 在涡旋处可观察到火焰表面出现褶皱, 火焰尖端呈抛物线形。进入三角形障碍物段之后, 火焰速度出现下降, 该减速特征与矩形障碍物后的扩张通道阶段相似。 $t=1.181$ ms 时, 火焰前锋开始出现明显褶皱, 火焰形态逐渐呈蘑菇状。涡旋进一步发展, 同时增强对周围未燃气体的卷吸, 从而形成两个基本对称的回流区 (recirculation region, RR), 随后回流区的范围逐步扩展和合并。 $t=1.448$ ms 时, 火焰传播至三角形障碍物尖端, 火焰前锋两侧被拉伸并产生褶皱。由于管道横向尺寸较大, 火焰从矩形障碍物间隙喷射, 在三角形障碍物段内向下游推进, 同时还向管道两侧 (即管道横向) 扩展。向两侧传播的火焰形成滞后于主火焰前锋 (primary flame front, PFF) 的第二个火焰前锋 (second flame front, SFF)。回流区内的未燃气体发生持续燃烧, 同时向管道中心和下游传播。 $t=1.925$ ms 时, 两个火焰前锋表现出不同的褶皱特征, 其原因在于 SFF 除了在障碍物尖端

附近被拉伸外，还受回流区与障碍物间隙内未燃气体燃烧产生射流的扰动作用，因此其褶皱更加集中。相比之下，PFF 附近障碍物间隙内的射流尚未完全发展，其对 PFF 的扰动程度有限，因而 PFF 表面的褶皱相对分散。随后，三角形障碍物间隙的延迟燃烧（delayed burning, DB）向管道中心传播，消耗第二个火焰前锋前方的未燃气体，使第二个火焰前锋持续收缩，并在 $t=2.133$ ms 左右逐渐消失。

图 4 前期火焰加速过程 ($\varphi = 1.0$)

Fig. 4 Early-stage flame-acceleration process ($\varphi = 1.0$)

图 5 展示了当量比为 1 的氢-空气混合物在障碍物管道后段的火焰传播与前导激波演化过程。本文针对同一工况，分别对管道前段和后段采用独立分段拍摄的方式获取纹影图像序列，为实现两段图像序列在时间上的衔接，将前段图像序列中火焰面首次传播至后段可视区域入口位置时所对应的时刻，作为后段图像序列的起始时刻。 $t=2.302$ ms 时，燃烧产物膨胀驱动火焰前方的未燃气体加速流动，在障碍物尖端附近形成涡旋结构，火焰与涡旋发生相互作用，促进了其加速传播^[32]。未燃气体的加速流动还会产生压缩波，但由于初始压缩波强度较弱，所引起的密度梯度较小，在图像中难以分辨。随着火焰持续加速，燃烧产物体积膨胀对未燃气体的驱动作用不断增强，后续产生的压缩波强度逐渐增大，在纹影图中的显示愈发清晰。 $t=2.321$ ms 时，多道压缩波发生叠加，最终会形成前导激波。 $t=2.351$ ms 时，前导激波和火焰形成复合体，其速度在燃烧产物声速附近波动。 $t=2.391$ ms 时，火焰进入光滑管道段，由于管道截面突然扩张，火焰和激波发生分离，但由于火焰面积的突然扩大，以及火焰前锋与障碍物后方涡旋的相互作用使火焰发生卷曲和拉伸，火焰前锋的速度会先增加，随后因缺少障碍物和涡旋的加速作用，火焰前锋的速度会减小（见图 6(b)虚线处）。前导激波在与火焰前锋分离后经过膨胀扇的扰动发生弯曲。 $t=2.421$ ms 时，前导激波撞击壁面发生马赫反射形成马赫杆，使前导激波得到局部强化。 $t=2.470$ ms 时，形成由入射激波、反射激波、马赫杆及滑移线构成的典型马赫反射结构。随着马赫杆向下游传播，马赫杆的高度持续增长。同时，由于滑移线与壁面的相互作用触发壁面射流并逐渐形成卷吸涡^[33]。

马赫杆强度在传播过程中逐渐衰减，因此选取马赫杆强度较高的位置设置起爆障碍物。这种通过马赫反射使激波局部强化的机制在原理上与 Chan^[22]的研究一致。其差异在于 Chan 在实验中利用激波管产生不同强度的平面激波，通过单个障碍物衍射后形成斜激波，而后发生马赫反射，完成对局部激波的强化。而本实验为保证前导激波与障碍物碰撞后产生局部爆轰，需要增加加速段的长度使火焰加速从而增大前导激波的强度，但火焰加速段不能过长，因为障碍物管道中爆轰的转变过程要求爆轰发生前的火焰速度为燃烧产物的声速^[34]，过长的加速段可能会导致加速段内发生爆轰起爆。

图 5 火焰传播与前导激波演化过程 ($\varphi = 1.0$)

Fig. 5 Flame propagation process and the evolution process of leading shock wave ($\varphi = 1.0$)

2.1.2 前导激波与障碍物相互作用

图 6 为管道后段不同当量比条件下火焰前锋位置随时间的变化关系和火焰前锋速度随位置的变化关系。如图 6(a)所示，不同当量比下，与贫燃工况 ($\varphi=0.8$) 对应的火焰位置-时间曲线始终位于最下方。除 $\varphi=0.8$ 外，其余当量比下的曲线在早期较为接近，在后期逐步显现差异。当火焰前锋推进至加速段出口附近后，各工况曲线斜率出现阶段性变化，随后在接近起爆三角障碍物位置时，除 $\varphi=0.8$ 外，其余工况曲线均出现更明显的折点并伴随前锋位置的快速跃迁，与图中标注的局部爆轰事件相对应。而 $\varphi=0.8$ 工况在该位置也可观察到火焰前锋的跃迁趋势，但幅度相对较小。

如图 6(b)所示，从总体趋势上看，随当量比的增大，火焰前锋的速度先上升后下降。所有实验工况均在火焰加速段达到壅塞状态（以火焰前锋速度达到燃烧产物声速为判据），火焰加速至壅塞状态

所需的距离均小于 0.4 m，其中 $\varphi=1.2$ 时，火焰进入壅塞状态最快。在火焰前锋通过连续障碍物段进入过渡段之后，火焰前锋的速度先升高后降低。此现象与 Knystautas 等^[35]的研究具有一定相似性，但他们未观察到火焰前锋在退出加速段后的加速现象。在前导激波与起爆障碍物碰撞之后，火焰前锋速度会达到峰值。将实验测得的峰值速度与对应工况的 CJ 爆轰速度进行对比（见表 1），其中 CJ 爆轰速度采用 NASA-CEA^[36]计算。**结果表明**， $\varphi=0.8$ 时实验峰值速度明显低于 CJ 爆轰速度，而其余当量比下两者相对偏差较小，表明仅 $\varphi=0.8$ 时未产生局部爆轰。

表 1 不同当量比下 CJ 爆轰速度与实验测量峰值速度对比

Table 1 Comparison between CJ detonation velocity and measured velocity at different equivalence ratios

当量比	CJ 爆轰速度/(m·s ⁻¹) 1)	实验测量峰值速度/(m·s ⁻¹) 1)	相对偏差
$\varphi = 0.8$	1859.9	1414.2	23.96%
$\varphi = 0.9$	1918.8	1864.1	2.85%
$\varphi = 1.0$	1965.4	1896.3	3.52%
$\varphi = 1.1$	2000.4	2056.9	2.82%
$\varphi = 1.2$	2027.0	2024.8	0.11%
$\varphi = 1.3$	2048.1	1992.7	2.70%

注: (1) 相对差异定义为实验测量峰值速度与 CJ 爆轰速度之差的绝对值相对于 CJ 爆轰速度的百分比

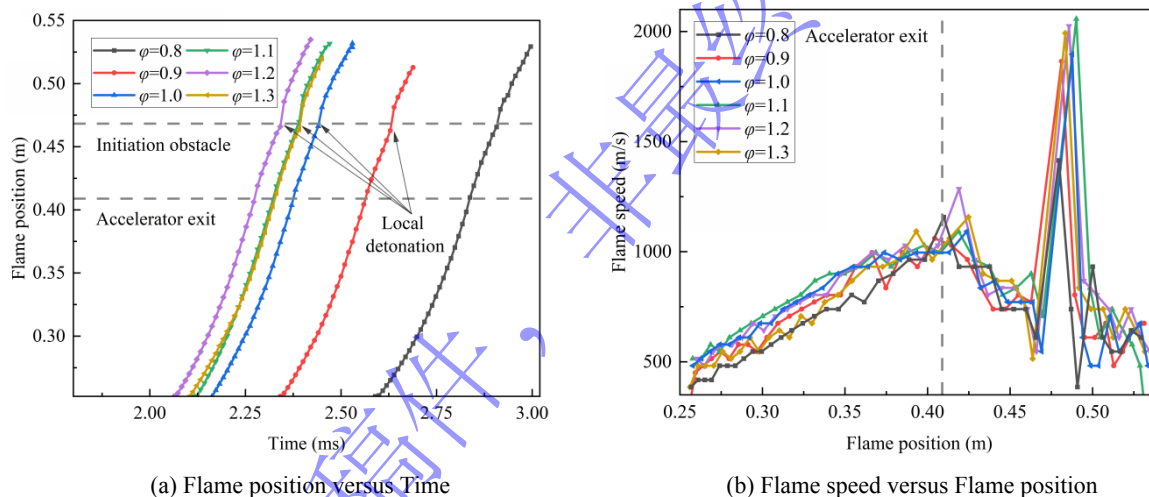


图 6 管道后段不同当量比下 (a) 火焰前锋位置随时间的变化和 (b) 火焰前锋速度随位置的变化

Fig.6 Flame position as a function of time (a) and flame speed as a function of position (b) for different equivalence ratios in the rear section of the duct.

图 7 展示了前导激波与障碍物相互作用过程。

如图 7(a)所示，在 $\varphi=0.8$ 条件下， $t=2.907$ ms 时，马赫杆从障碍物反射后，产生一道向上游和管道中心传播的反射激波。同时，在障碍物上游出现了高密度梯度区 (high-density-gradient, HDG)，该区域的亮度比周围更暗。 $t=2.917$ ms 时，反射激波向上游传播的部分与火焰发生碰撞并穿过火焰前锋 (leading flame front, LFF)，反射激波向管道中心线方向传播的部分与火焰面碰撞并在管道中心线附近汇聚。 $t=2.927$ ms 时，反射激波与火焰碰撞，产生 Richtmyer-Meshkov 不稳定性，从而在火焰前锋 (flame front, FF) 上形成显著褶皱。结合图 6(b)的火焰速度分析可知，火焰前锋在与反射激波碰撞的过程中会先减速，随后由于 Richtmyer-Meshkov 不稳定性，其速度会再次上升。

图 7(b)为 $\varphi=1.1$ 的工况， $t=2.381$ ms 时，马赫杆与障碍物上表面发生反射。 $t=2.391$ ms 时，反射激波向上游传播的部分穿过火焰前锋。 $t=2.401$ ms 时，反射激波后方产生局部爆轰，随后爆轰波从上

壁面障碍物根部附近向四周传播，爆轰波向上游传播的部分因未燃气体耗尽而无法维持，其余部分向管道中心和下游方向传播。 $t=2.411$ ms 时，位于管道顶部附近的局部爆轰波解耦为激波（leading shock front, LSF）和 FF。其原因在于向下游传播的局部爆轰波因受到障碍物顶部产生的膨胀扇作用，其前缘激波强度变弱，进而降低了反应区（reaction zone, RZ）的温升。该温升的减小将使前导激波后方未燃气体反应的诱导时间延长，从而导致诱导长度增加和 RZ 变宽^[37]。同时，反应区的放热对前缘激波的维持作用减弱，进一步促使局部爆轰解耦。 $t=2.421$ ms 时，局部爆轰完全解耦。

(a) $\varphi = 0.8$

(b) $\varphi = 1.1$

图 7 前导激波与障碍物相互作用

Fig. 7 Interaction between leading shock wave and obstacle.

2.2 局部爆轰分析

2.2.1 局部爆轰起爆与解耦分析

图 8 展示了 $\varphi=1.2$ 工况下，马赫杆反射诱导爆轰起爆过程的纹影图像，其时间序列以可视区域内首次出现前导激波的对应帧作为起始帧（ $t=0$ ms）。为深入研究局部爆轰起爆与解耦过程，本组实验采用 224000 s⁻¹ 的拍摄速度，最小时间增量为 4.46 μ s，实验测得的速度不确定性为 ± 71 m/s。 $t=0.0535$ ms 时，马赫杆（mach stem, MS）与上壁面障碍物发生反射并产生高密度梯度区域（HDG）。随着反射激波（reflected shock, RS）向上游传播（ $t=0.0580$ ms），HDG 进一步扩大。 $t=0.0625$ ms 时，RS 与火焰碰撞并穿过火焰前锋（FF）。在 RS 后方区域，以 FF 为界分为 HDG 和低密度梯度区（low-density-gradient, LDG）。基于 $t=0.0625$ ms 和 $t=0.0669$ ms 的纹影图可以测量火焰前锋速度为 1999.8 m/s。该结果表明：马赫杆反射后，在上壁面障碍物附近形成了热点（hot spot, HS），并成功发展为局部爆轰（local detonation, LD），同时下壁面在反射激波后方形成了未燃气口袋（unburned gas pocket, UGP）。 $t=0.0714$ ms 时，向障碍物下游传播的局部爆轰受到来自障碍物顶端的膨胀扇的作用发生部分解耦（decoupling, DC），向下壁面传播的局部爆轰仍保持耦合状态。在随后的纹影图中，向下壁面传播的局部爆轰因受到来自下壁面障碍物的膨胀波的影响也发生了解耦，最终导致整个局部爆轰的解耦。

图 8 马赫杆反射诱导起爆纹影图像， $\varphi = 1.2$, 224000 s⁻¹

Fig. 8 Mach stem reflection induced detonation schlieren image, $\varphi = 1.2$, 224000 s⁻¹

2.2.2 临界起爆模型分析

根据 Thomas 等^[21]提出的反射激波诱导起爆模型，当反射激波后的点火延迟时间小于膨胀波扫过障碍物上游表面的时间时，起爆可能发生，该临界起爆参数可通过下式定义：

$$\eta = \frac{h}{a_r \tau_{\text{ign}}} \quad (2)$$

式中 h 为障碍物高度， a_r 和 τ_{ign} 分别为反射激波后的声速和点火延迟时间。膨胀波扫过障碍物上游表面的时间由 h/a_r 描述。

图 9 为不同当量比下爆轰起爆临界参数 η 随入射激波马赫数的变化曲线，计算初始压强为 101.325 kPa，初始温度为 296.15 K，障碍物高度 h 为 1.5 cm，采用 Conaire^[38] 的化学动力学机理。使用 Cantera^[39] 和 SD_Toolbox^[40] 的定容爆炸程序计算反射激波后的气体声速 a_r 和点火延迟时间 τ_{ign} 。

具体计算结果如图 9 所示，当入射激波马赫数较低时，由于各当量比条件下的点火延迟时间均比膨胀波作用时间高出两个量级，相应的临界参数 η 均随着马赫数的减小而减小并趋近于 0。在相同

马赫数下, η 随着当量比的增大呈现上升趋势, 不过当马赫数较低时, 当量比对 η 的影响不显著。以图 7 ($\varphi=0.8$ 、 $\varphi=1.1$) 与图 8 ($\varphi=1.2$) 工况为例, 上壁面马赫杆马赫数分别为 2.92、2.97 和 2.91, 对应计算得到的 η 分别为 0.84、1.70 和 0.96。该结果表明, 在相同入射激波马赫数下提高当量比有助于起爆的发生, 但 η 对当量比的敏感性远低于其对入射激波马赫数的敏感性。

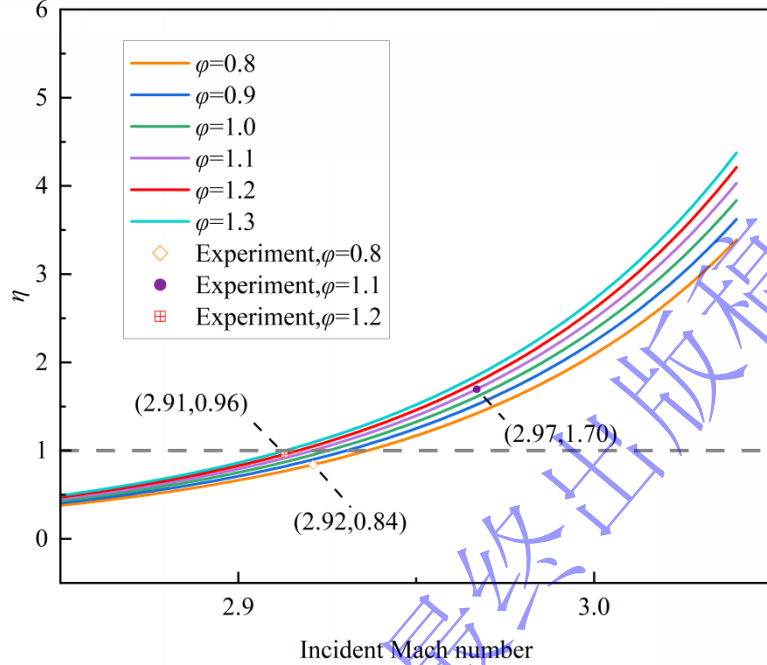


图 9 不同当量比下 η 随入射激波马赫数的变化

Fig. 9 Variation of η with incident shock Mach number for different equivalence ratios

针对 $\varphi=1.2$ 的实验工况, 采用 Thomas 等^[21]提出的模型计算得到的临界起爆参数小于 1, 但实验仍观察到起爆现象。主要原因在于 Thomas 等^[21]的研究中入射激波是由激波管产生, 可近似视为均匀平面激波, 因此其临界模型将反射区简化为热力学状态均匀的区域, 而本实验的入射激波由火焰加速产生并在传播过程中形成马赫反射结构, 当激波与障碍物发生相互作用时, 前导激波与马赫杆先后作用于障碍物的不同区域, 从而在反射后形成非均匀的高温高压区。

基于上述差异, 本文对激波的反射过程进行分区处理。如图 10 所示, 当激波与障碍物碰撞时, 以三波点为界将障碍物划分为前导激波反射区与马赫杆反射区, 分别计算其反射后的声速, 并将膨胀波穿越两区域的时间进行叠加; 同时, 以马赫杆反射后区域的点火延迟时间作为主导化学时间尺度, 据此重新定义临界起爆参数。具体公式如下:

$$\eta_{\text{seg}} = \left(\frac{h_1}{a_{r,1}} + \frac{h_{\text{MS}}}{a_{r,\text{MS}}} \right) / \tau_{\text{ign}} \quad (3)$$

式中 h_1 和 h_{MS} 分别为前导激波反射区域和马赫杆反射区域对应的高度, 且 $h_1 + h_{\text{MS}} = h$ (h 为障碍物高度); $a_{r,1}$ 和 $a_{r,\text{MS}}$ 分别为前导激波与马赫杆反射后的气体声速; τ_{ign} 为马赫杆反射后区域的点火延迟时间。

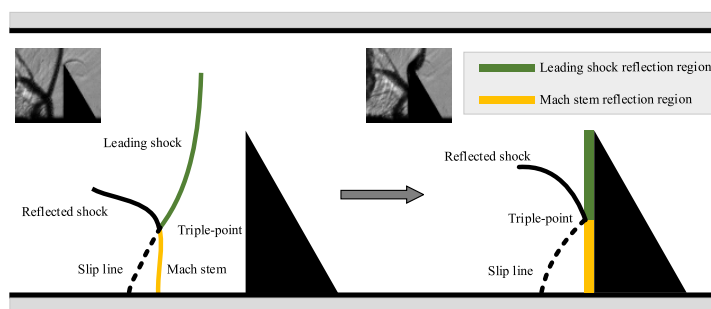


图 10 激波反射分区示意图

Fig. 10 Schematic of Shock Reflection Regions

表 2 为三组当量比条件下的临界起爆参数修正前后对比。由表 2 可见，三组工况修正后的临界参数分别为 0.92、1.86 和 1.03，其计算结果与实验获得的起爆情况一致。结合公式(3)与计算结果可知：对于 $\varphi=1.2$ 工况，由于前导激波强度较弱，其对应的反射后的声速也较低，从而增加了膨胀波到达障碍物底部的时间，促进了局部爆轰的起爆；而对于 $\varphi=0.8$ 工况，由于当量比较低，降低了混合气反应活性，使得延迟时间较长，从而降低了起爆的可能性。

表 2 临界起爆参数修正前后对比

Table 2 Comparison of the critical initiation parameter before and after correction

当量比	Ma_1	Ma_{MS}	h_1 /(mm)	h_{MS} /(mm)	$a_{r,1}/(m \cdot s^{-1})$	$a_{r,MS}/(m \cdot s^{-1})$	$\tau_{ign}/(\mu s)$	η	η_{seg}	实验现象
$\varphi = 0.8$	2.36	2.92	8.94	6.06	683.77	794.45	22.45	0.84	0.92	未起爆
$\varphi = 1.1$	2.50	2.97	10.85	4.15	742.30	839.06	10.54	1.70	1.86	起爆
$\varphi = 1.2$	2.40	2.91	7.35	7.65	731.32	839.25	18.65	0.96	1.03	起爆

注: (1) Ma_1 为前导激波马赫数, Ma_{MS} 为马赫杆马赫数。

3 结论

本文对障碍物管道中不同当量比氢-空气预混火焰的加速传播过程进行了实验研究，讨论了激波与障碍物相互作用过程。得到了以下结论：

1) 针对当量比为 0.8、0.9、1.0、1.1、1.2、1.3 等 6 组工况进行了氢-空气预混火焰传播实验，采用高速纹影捕捉了火焰传播过程，结果表明，随着当量比的增加，火焰平均传播速度呈现出先增后减的趋势。当 $\varphi=0.8$ 时，火焰传播速度最慢且未产生局部爆轰，当 $\varphi=1.2$ 时，火焰传播速度最快且最早达到壅塞状态。

2) 揭示了前导激波与障碍物相互作用诱导局部起爆的机制：火焰加速产生的前导激波与障碍物相互作用后，在障碍物上游形成高密度区，随后反射激波与火焰前锋碰撞并穿越火焰，在火焰前方形成明显的密度梯度分区并发展成热点，最终触发局部爆轰起爆。当 $\varphi=0.8$ 时，马赫杆反射后同样会形成高密度梯度区，但反射激波与火焰前锋相互作用后，主要表现为火焰面褶皱增强，火焰前方未能形成热点，从而未触发局部爆轰。相比之下，当 $\varphi=1.2$ 时，马赫杆反射形成的高密度梯度区能够形成热点，并使热点发展为局部爆轰，这说明提高当量比会提升局部爆轰发生的可能性。

3) 基于 Thomas 模型研究了临界爆轰起爆特性，发现在 $\varphi=0.8-1.3$ 范围内，增大入射激波强度或提高当量比均会使临界参数 η 增大，增强起爆的可能性。然而， η 对激波强度的敏感性显著高于其对当量比的敏感性。进一步针对本文实验中的入射激波结构与 Thomas 模型存在差异的问题，对反射区进行分区计算，计算结果表明对于 $\varphi=1.2$ 工况，由于前导激波强度较弱，其对应的反射后的声速也较低，增加了膨胀波到达障碍物底部的时间，从而促进了起爆的发生；而对于 $\varphi=0.8$ 工况，当量比较低

混合气反应活性弱, 点火延迟时间较长, 从而降低了起爆的可能性。

参考文献

- [1] LEE J H S. The detonation phenomenon [M]. Cambridge: Cambridge University Press, 2008.
- [2] ALLGOOD D, GLASER A, CALDWELL N, et al. Acoustic measurements of a pulse detonation engine [C]//Proceedings of the 10th AIAA/CEAS Aeroacoustics Conference. Manchester, United Kingdom, 2004. (AIAA Paper 2004-2879). DOI: 10.2514/6.2004-2879.
- [3] WOLANSKI P. Detonative propulsion [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2013, 34(1): 125-158. DOI: 10.1016/j.proci.2012.10.005.
- [4] ROY G D, FROLOV S M, BORISOV A A, et al. Pulse detonation propulsion: challenges, current status, and future perspective [J]. Progress in Energy and Combustion Science, 2004, 30(6): 545-672. DOI: 10.1016/j.peccs.2004.05.001.
- [5] FAN J M, LI M, XIAO H H. Effect of composition gradient on detonation initiation in fuel-rich hydrogen-air mixtures in an obstructed channel [J]. International Journal of Hydrogen Energy, 2024, 72: 976-990. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2024.05.443.
- [6] DOROFEEV S B. Flame acceleration and explosion safety applications [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2011, 33(2): 2161-2175. DOI: 10.1016/j.proci.2010.09.008.
- [7] 李敏, 肖华华. 障碍物交错阵列内气体爆燃转爆轰研究[J]. 爆炸与冲击, 2025, 45(11): 111001. doi: 10.11883/bzycj-2024-0284
- LI M, XIAO H H.** Study on deflagration-to-detonation transition in a staggered array of obstacles[J]. Explosion And Shock Waves, 2025, 45(11): 111001. doi: 10.11883/bzycj-2024-0284
- [8] POLUDNENKO A Y, CHAMBERS J, AHMED K, et al. A unified mechanism for unconfined deflagration-to-detonation transition in terrestrial chemical systems and type Ia supernovae [J]. Science, 2019, 366(6465): eaau7365. DOI: 10.1126/science.aau7365.
- [9] ORAN E S. Understanding explosions – From catastrophic accidents to creation of the universe [J]. Proceedings of the Combustion Institute, 2015, 35(1): 1-35. DOI: 10.1016/j.proci.2014.08.019.
- [10] PINTGEN F, SHEPHERD J E. Detonation diffraction in gases[J]. Combustion and Flame, 2009, 156(3): 665-677. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.09.008.
- [11] 喻健良, 詹满兵, 吕先舒, 侯玉洁, 闫兴清, 于小哲. 不同角度分叉管道内氢气-空气爆轰传播特性[J]. 爆炸与冲击, 2022, 42(12): 125401. doi: 10.11883/bzycj-2022-0100
- YU J L, ZHAN X B, LYU X S, HOU Y J, YAN X Q, YU X Z.** Propagation characteristics of hydrogen-air detonation in bifurcated tubes with different angles[J]. Explosion and Shock Waves, 2022, 42(12): 125401. DOI: 10.11883/bzycj-2022-0100.
- [12] 鲍磊, 王鹏, 党茜, 李厚达, 邝辰, 于安峰. 石化装置工业尺度管道爆轰传播实验研究[J]. 爆炸与冲击, 2021, 41(9): 095401. doi: 10.11883/bzycj-2020-0295
- BAO L, WANG P, DANG Q, LI H D, KUANG C, YU A F.** Experimental study on detonation propagation in industrial scale pipelines used in petrochemical plants[J]. Explosion and Shock Waves, 2021, 41(9): 095401. DOI: 10.11883/bzycj-2020-0295.
- [13] LEE J H S. Initiation of gaseous detonation [J]. Annual Review of Physical Chemistry, 1977, 28: 75-104. DOI: 10.1146/annurev.pc.28.100177.000451.
- [14] BACH G G, KNYSTAUTAS R, LEE J H. Direct initiation of spherical detonations in gaseous explosives [C]// The Combustion Institute. Twelfth Symposium (International) on Combustion. Pittsburgh: The Combustion Institute, 1969: 853-864. DOI: 10.1016/S0082-0784(69)80466-2.

- [15] YOUSEFI-ASLI V, LAU-CHAPDELAIN S, CICCARELLI G. Novel weak detonation initiation from normal shock reflection in square cross-section shock tubes [J]. *Combustion and Flame*, 2024, 266: 113502. DOI: 10.1016/j.combustflame.2024.113502.
- [16] XIAO H H, ORAN E S. Shock focusing and detonation initiation at a flame front [J]. *Combustion and Flame*, 2019, 203: 397-406. DOI: 10.1016/j.combustflame.2019.02.012.
- [17] 董刚, 唐敖, 叶经方, 范宝春. 激波聚焦诱导点火和爆轰的数值研究[J]. *爆炸与冲击*, 2005, 25(5): 437-444. doi: 10.11883/1001-1455(2005)05-0437-08
- DONG G, TANG A, YE J F, FAN B C.** Numerical studies on initiation and detonation induced by shock wave focusing[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2005, 25(5): 437-444. DOI: 10.11883/1001-1455(2005)05-0437-08.
- [18] LIU Z R, LI X X, LI M, et al. Flame acceleration and DDT in a channel with fence-type obstacles: effect of obstacle shape and arrangement [J]. *Proceedings of the Combustion Institute*, 2023, 39(3): 2787-2796. DOI: 10.1016/j.proci.2022.08.046.
- [19] LI X X, DONG J Z, JIN K Q, et al. Flame acceleration and DDT in a channel with continuous triangular obstacles: effect of blockage ratio [J]. *Combustion Science and Technology*, 2024, 196(10): 1554-1574. DOI: 10.1080/00102202.2022.2120767.
- [20] STREHLOW R A, COHEN A. Initiation of detonation [J]. *The Physics of Fluids*, 1962, 5(1): 97-101. DOI: 10.1063/1.1706497.
- [21] VOEVODSKY V V, SOLOUKHIN R I. On the mechanism and explosion limits of hydrogen-oxygen chain self-ignition in shock waves [J]. *Symposium (International) on Combustion*, 1965, 10(1): 279-283. DOI: 10.1016/S0082-0784(65)80173-4.
- [22] CHAN C K. Collision of a shock wave with obstacles in a combustible mixture [J]. *Combustion and Flame*, 1995, 100(1-2): 341-348. DOI: 10.1016/0010-2180(94)00139-J.
- [23] THOMAS G O, WARD S M, WILLIAMS R LI, et al. On critical conditions for detonation initiation by shock reflection from obstacles [J]. *Shock Waves*, 2002, 12: 111-119. DOI: 10.1007/s00193-002-0148-z.
- [24] 滕宏辉, 吕俊明, 姜宗林. 可燃气体中激波与障碍物作用在下游形成爆轰波的数值研究[J]. *爆炸与冲击*, 2007, 27(3): 251-258. doi: 10.11883/1001-1455(2007)03-0251-08
- TENG H H, LV J M, JIANG Z L. Downstream detonation initiation induced by interaction between shock wave and obstacle in combustible gas mixtures[J]. *Explosion and Shock Waves*, 2007, 27(3): 251-258. DOI: 10.11883/1001-1455(2007)03-0251-08.
- [25] CICCARELLI G, DE WITT B. Detonation initiation by shock reflection from an orifice plate [J]. *Shock Waves*, 2006, 15: 259-265. DOI: 10.1007/s00193-006-0026-1.
- [26] GAMEZO V N, OGAWA T, ORAN E S. Flame acceleration and DDT in channels with obstacles: Effect of obstacle spacing [J]. *Combustion and Flame*, 2008, 155(1-2): 302-315. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.06.004.
- [27] LI Q, KELLENBERGER M, CICCARELLI G. Geometric influence on the propagation of the quasi-detonations in a stoichiometric H₂-O₂ mixture [J]. *Fuel*, 2020, 269: 117396. DOI:10.1016/j.fuel.2020.117396.
- [28] ZHOU L P, FAN J M, LI M, et al. Numerical study of the effect of stepped distribution of obstacle height on flame acceleration in a stoichiometric hydrogen-air mixture [J]. *International Journal of Hydrogen Energy*, 2025, 100: 736-748. DOI: 10.1016/j.ijhydene.2024.12.304.
- [29] CICCARELLI G, JOHANSEN C T, PARRAVANI M. The role of shock-flame interactions on flame acceleration in an obstacle laden channel [J]. *Combustion and Flame*, 2010, 157(11): 2125-2136. DOI: 10.1016/j.combustflame.2010.05.003.
- [30] JOHANSEN C T, CICCARELLI G. Visualization of the unburned gas flow field ahead of an accelerating flame in an obstructed square channel [J]. *Combustion and Flame*, 2009, 156(2): 405-416. DOI: 10.1016/j.combustflame.2008.07.010.
- [31] BYCHKOV V, VALIEV D, ERIKSSON L E. Physical mechanism of ultrafast flame acceleration [J]. *Physical Review Letters*, 2008, 101(16): 164501. DOI: 10.1103/PhysRevLett.101.164501.

- [32] XIAO H H, LI X X. Experimental and numerical study of flame acceleration and DDT in a channel with continuous obstacles [J]. *Combustion Theory and Modelling*, 2023, 27(4): 459-486. DOI: 10.1080/13647830.2023.2171905.
- [33] SHI X F, ZHU Y J, YANG J M, et al. Mach stem deformation in pseudo-steady shock wave reflections [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2019, 861: 407-421. DOI: 10.1017/jfm.2018.920.
- [34] PERALDI O, KNYSTAUTAS R, LEE J H. Criteria for transition to detonation in tubes[C]//*Symposium (International) on Combustion*, 1988, 21(1): 1629-1637. DOI: 10.1016/S0082-0784(88)80396-5.
- [35] KNYSTAUTAS R, LEE J H S, PERALDI O, et al. Transmission of a flame from a rough to a smooth-walled tube [C]// BOWEN J R, LEYER J-C, SOLOUKHIN R I. *Dynamics of Explosions*. New York, NY, USA: American Institute of Aeronautics and Astronautics, 1986: 37-52. DOI: 10.2514/5.9781600865800.0037.0052.
- [36] GORDON S, MCBRIDE B J. Computer program for calculation of complex chemical equilibrium compositions and applications. Part 1: Analysis: NASA-RP-1311[R/OL]. Cleveland, OH, USA: National Aeronautics and Space Administration, 1994.[2026-02-23]. <https://ntrs.nasa.gov/api/citations/19950013764/downloads/19950013764.pdf>.
- [37] LEE J H. On the critical diameter problem [C]// BOWEN J R (ed). *Dynamics of exothermicity: in honor of Antoni Kazimierz Oppenheim*. (Combustion science and technology book series, v. 2). Amsterdam: Gordon and Breach, 1996: 321-336.
- [38] Ó CONAIRE M, CURRAN H J, SIMMIE J M, et al. A comprehensive modeling study of hydrogen oxidation [J]. *International Journal of Chemical Kinetics*, 2004, 36(11): 603-622. DOI: 10.1002/kin.20036.
- [39] GOODWIN D G, MOFFAT H K, SCHOEGL I, SPETH R L, WEBER B W. Cantera: An object-oriented software toolkit for chemical kinetics, thermodynamics, and transport processes[CP/OL]. Version 3.1.0, (2024-12-14)[2025-07-02]. <https://www.cantera.org>. DOI: 10.5281/zenodo.14455267.
- [40] EDL. SDToolbox: Numerical Tools for Shock and Detonation Wave Modeling[R/OL]. Pasadena, CA: California Institute of Technology, 2023[2025-07-02]. <http://shepherd.caltech.edu/EDL/PublicResources/sdt/>. (GALCIT Report FM2018.001).

(责任编辑 爆炸与冲击)